Allgemeine Physik

Die Erzeugung intensiver Ionenstrahlen in der Niedervoltentladung.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn.

Von

Georg Marx

aus Grevesmühlen i. Mecklenburg.

BONN · 1937

DRUCKEREI H. KEESE, BONN

Berichterstatter:

Prof. Dr. Chr. Füchtbauer

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Inhaltsangabe

	Seite
1. Einleitung	*4*
2. Bisherige Anordnungen zur Erzeugung von Ionen	*5*
a) in der Glimmentladung	*5*
b) durch Elektronenstoß	*5*
3. Versuchsanordnung	*7*
Niedervoltbogen im Magnetfeld	*7*
Ionenoptische Fokussierung des Strahls	*11*
Die Trägerdichte im Magnetfeld	*20*
Die magnetische Analyse des Strahls	*21*
4. Zusammenfassung	*23*

1.

EINLEITUNG

Die für die künstliche Umwandlung von Atomkernen verwendeten Apparaturen zur Erzeugung schneller positiver Ionen liefern im allgemeinen so schwache Intensitäten, daß wegen der geringen Ausbeute an umgewandelten Kernen die praktische Anwendung, wie z. B. die Herstellung medizinisch verwendbarer Mengen künstlicher radioaktiver Stoffe noch nicht möglich ist.

Die auffallend großen Abweichungen in den bisher veröffentlichten Angaben über die Ausbeute an Umwandlungen pro Ion sind sicherlich zum großen Teil auf unsichere Messungen der benutzten Ionenmengen zurückzuführen. So finden sich in den Angaben über die gemessenen Ionenintensitäten bei annähernd gleichen Versuchsbedingungen Unterschiede von durchschnittlich einer Zehnerpotenz, die sich z. T. vielleicht dadurch erklären lassen, dass zur Messung die verschiedenartigsten Käfiganordnungen benutzt wurden. Daß selbst bei tiefen und verhältnismäßig engen Käfigen noch beträchtliche Fehler durch Sekundärelektronen auftreten können, zeigt eine kurze Mitteilung von Fränz, Weiß und Westmeyer *), die einen intensiven, aus der Oeffnung des Faradaykäfigs austretenden Sekundärelektronenstrahl beobachten konnten.

Aus dem vorliegenden Bedürfnis nach ergiebigen Ionenquellen wurde auf Anregung von Herrn Prof. Füchtbauer die folgende Untersuchung ausgeführt, mit dem Ziel, auf experimentellem Wege diejenigen Gesichtspunkte zu finden, die, bei nicht übertriebenen Anforderungen an die experimentellen Hilfsmittel, bei der Entwicklung intensiver Ionenquellen zu beachten sind.

*) Fränz, Weiß und Westmeyer, Tätigkeitsbericht d. PTR. im Jahre 1936.

2.

Bisherige Anordnungen zur Erlangung von Ionen.

a) In der Glimmentladung.

Die meist angewandte Methode zur Erzeugung schneller Teilchen besteht darin, daß die in einer Wien'schen Kanalstrahlröhre erzeugten Ionen nach dem Passieren des Kathodenkanals nachbeschleunigt werden. Auf diese Weise gelang es Cockcroft und Walton [1]), Wasserstoffkanalstrahlen bis zu 5 μ A auf 700 eKV zu beschleunigen. Dieselben Autoren konnten später [2]) mit einer von Oliphant und Rutherford [3]) angegebenen großen Entladungsröhre einen Ionenstrom von 20 μ A auf einen Fleck von 10 mm ∅ fokussieren. Die magnetische Trennung der Kanalstrahlteilchen in Protonen und Molekülionen ergab ein Verhältnis von ungefähr 1 : 1.

b) Durch Elektronenstoß.

Eine andere Methode zur Erzeugung intensiver Ionenstrahlen besteht darin, daß man aus einer niedervoltigen Bogenentladung mittels elektrischer Felder Ionen herauszieht und dann nachbeschleunigt. Dieses Verfahren hat vor dem ersteren den Vorteil der besseren Homogenität bezüglich der Geschwindigkeit der Teilchen, dagegen aber den Nachteil der vermehrten Neutralisation der herausgezogenen Ionen, wenn man nicht mit Pumpen extremer Saugleistung für ein genügendes Vakuum im Beschleunigungsrohr sorgt. Anordnungen dieser Art wurden vor allem in Amerika von Lamar und Luhr [4]) und von Tuve-Havstad-Dahl [5]) benutzt und lieferten

1) Cockcroft und Walton, Proc. Roy. Soc. 136 (1932), S. 619; 137 (1932) S. 229.

2) Cockcroft und Walton, Proc. Roy. Soc. 144 (1934) S. 704; 148 (1935) S. 225.

3) Oliphant und Rutherford, Proc. Roy. Soc. 141 (1933) 259.

Ionenströme von 20 μ A, von denen maximal 50% nach einer Beschleunigung auf 1 eMV ausgenutzt werden konnten.

Tuve, Dahl und Hafstad [6]) sowie Lamar, Samson und Compton [7]) konnten aus einer seitlich angebohrten Kapillare, in der ein Niedervoltbogen brannte, Ionenströme bis 100 μ A herausziehen. Kürzlich hat Burhop [8]) einen aus einem Niedervoltbogen auf eine schräggestellte Platte auftreffenden Ionenstrom zu $^1/_2$ mA gemessen, wovon allerdings 50% andere als Wasserstoffionen waren und ca. $^4/_5$ Sekundärelektronen sein dürften. Das Verhältnis Protonen zu Molekülionen ist bei der Anwendung des Niedervoltbogens günstiger als im Kanalstrahl Außerdem ist die für den Bogen aufgewandte elektrische Leistung geringer, die Pumpleistung allerdings erheblich.

Das theoretisch erreichbare Maximum an Ionen in der Entladung in H_2 ist

$$J+_{\langle Amp.\rangle} = \langle c+1\rangle \cdot \frac{L \cdot e \cdot v}{3600 \cdot 22{,}4 \cdot 10^3}$$

(L = Loschmidzahl, e = Elektronenladung (Amp/sec.) v = Gasverbrauch (cm^3/Std), c = Dissoziationsgrad.)

also proportional dem Gasverbrauch; folglich ist bei gegebener Versuchsanordnung auch die aus dem Erzeugungsraum austretende Ionenmenge dem Gasverbrauch annähernd proportional.

---

4) Lamar und Luhr, Phys. Rev. 46 (1934), S. 87.

5) Tuve, Hafstad und Dahl, Phys. Rev. 48 (1935), S. 315.

6) Tuve, Dahl und Hafstad, Phys. Rev. 48 (1935), S. 241. Inzwischen haben C. M. Slack u. L. F. Ehrke (Rev. Scient. Instr. 9 (1937) 193) mit einer ähnlichen Anordnung wesentlich größere Ionenströme erhalten.

7) Lamar, Samson und Compton, Phys. Rev. 48 (1935), S. 886.

8) Burhop, Camb. Phil. Soc. 32 (1936), S. 642.

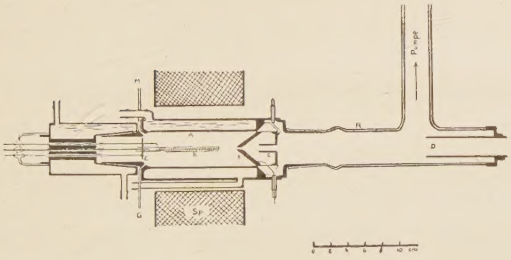
Sollen die Ionen im Niedervoltbogen erzeugt werden, so ist unter normalen Bedingungen im Entladungsraum für das Bestehen eines Bogens ein Druck von der Grössenordnung 10^{-1} Torr; im Beschleunigungsrohr dagegen ein möglichst hohes Vakuum erforderlich. Ein größerer Gasverbrauch als 20 cm^3/Std. ist für viele Kernarbeiten (Deuteronen) nicht erträglich; es ergibt sich also die Notwendigkeit, für die Herstellung des erforderlichen Druckunterschiedes zwischen Entladungsrohr und Beschleunigungsraum verhältnismäßig enge Blenden zu setzen. Wegen der beträchtlichen Rekombination von Ionen am Blendenrand [9] [10] nimmt aber die Zahl der durch die Blende hindurchtretenden Ionen mehr als proportional mit dem Blendendurchmesser ab. Es ist deshalb anzustreben, den Blendendurchmesser möglichst groß zu machen, ohne den Gasverbrauch zu steigern. Das ist aber dann möglich, wenn man die Entladung in ein Magnetfeld bringt, wodurch ein Brennen des Bogens bei einem um ca. eine Größenordnung niedrigeren Druck als normal möglich wird, ohne daß der Druck im Beschleunigungsrohr zu hoch wird.

3.

Versuchsanordnung.

Niedervoltbogen im Magnetfeld.

Die von mir benutze Anordnung zeigt Fig. 1



9) v. Voorhis-Compton, Phys. Rev. 36 (1930), S. 1435.
10) J. Frank, Z. Physik 47 (1928), S. 509.

Zwischen einem wassergekühlten Anodenzylinder A aus Kupfer und der koaxial darin angeordneten Kathode K brennt ein Niedervoltbogen. Der Entladungsraum liegt in einem von der Spule Sp erzeugten Magnetfeld und ist durch die mit einem Loch von 2 mm ∅ und 9 mm Tiefe versehene kegelförmige Blende B gegen das Beschleunigungsrohr R abgeschlossen. Die durch die Blende B aus der Bogenentladung herausgezogenen Ionen werden in 2 Stufen durch die zweite Blende C und die Elektrode D beschleunigt. Die Oxydkathode K ist zum leichteren Auswechseln mittels eines wassergekühlten Schliffs seitlich in das Anodenrohr eingeführt und besteht aus einem spiralig auf ein 3-mm-BeO_2-Röhrchen aufgewickelten W-Draht von 0,3 mm ∅ und 30 cm Länge. Die Oxydpaste besteht aus einer Suspension von 1 Tl. BaO und 1 Tl. SrO in dest. Wasser. Um die Kathode selbst gegen allzu starkes Ionenbombardement zu schützen, wurde sie mit einem Gitter (5 mm ∅, 1 mm Wicklungsabstand, 0,4 mm ∅ W-Draht) umgeben, das auf Kathodenpotential war. Eine Tantal-Platte E grenzt die Entladung gegen den Kathodenschliff ab. Die Blenden B und C, deren Zuleitungen durch eingekittete Al_2O_3-Röhrchen ausgeführt sind, waren in einen Isolierring aus Steatit eingesetzt. Das Beschleunigungsrohr wurde mit einer Öl-Diffusionspumpe Modell Q (20 L/sec bei 10^{-4}) evakuiert. Durch die Gaszuführung G wurde nach der Wien'schen Durchströmungsmethode gut vorgetrockneter Bombenwasserstoff eingelassen. Der Druck konnte durch Änderung des Drucks im Vorratsgefäß (Manometer mit Apiezon-Öl B als Flüssigkeit) sehr genau reguliert werden. Im Entladungsraum selbst konnte der Druck mit einem durch das Rohr M verbundenen Piranimanometer (Osram-15 HK-Langfadenlampe in Brückenschaltung) gemessen werden. Im Beschleunigungsrohr konnte der Druck mit einem Ionisationsmanometer gemessen werden. Es wurde eine 2-Gitterröhre (RE 1) verwendet, die gegenüber den sonst üblichen 1-Gitterröhren den Vorteil zeigte, einen grö-

ßeren Druckbereich durch die Anwendung von 4 Schaltungsmöglichkeiten anzuzeigen. Da die Entladungsröhre gegen die geerdete Elektrode D auf einem Potential von ca. 15 KV war, wurden die Spannungen für die Kathodenheizung und für die Blenden einem selbstgebauten 500-Watt-Öltransformator mit genügend isolierten Wicklungen über Gleichrichter entnommen. Den Bogenstrom lieferte ein isoliert angetriebener Generator (220=), der auch die Magnetspule speiste. Das Kühlwasser wurde durch 2 Wasserwiderstände (je 10 m Glasrohr 0,8 cm ∅) zu- und abgeführt. Die elektrische Schaltung zeigt Fig. 2.

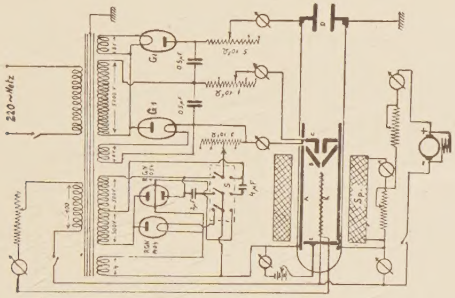


Fig. 2

Das Formieren und Aktivieren der Kathode dauert anfangs recht lange, da dieser Prozeß wegen starker Gasabgabe der Metallteile häufig unterbrochen werden muß. Bei einem späteren Ausbau der Kathode (Regenerieren durch einfaches Betupfen der schwach geheizten Kathodenwicklung mit $Ba(OH)_2$-Kristallen dauert dieser Prozeß verhältnismäßig kurze Zeit. Die Temperatur der Kathode beträgt bei einem Bogenstrom von ca. 3 Amp. und einem Druck von 1×10^{-2} Torr. ca. 1500° C, ein bei Vorversuchen benutzter „A-Draht" (Ni-Mo-Legierung der Deutschen Glühfadenfabrik) begann bei diesen Bedingungen zu schmelzen. Die Bogenspannung lag je nach Gasdruck, magn. Feldstärke, Bogenstrom und Kathodenheizung zwischen 30 und 80 Volt. Fig. 3 und Fig. 4 zeigen einige Kurven. Änderungen des Gasdrucks (variabel zwischen

3×10^{-2} und 5×10^{-3} Torr) und der Kathodenheizung haben nur eine geringfügige Parallelverschiebung der Kurven zur Abszisse zur Folge, während der Verlauf im großen und ganzen erhalten bleibt, und zwar fällt die Bogenspannung mit zunehmender Kathodenheizung und zunehmendem Gasdruck.

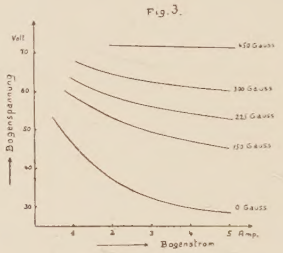


Fig. 3

Für den Gasdruck wurde als untere Grenze, bei dem der Bogen ohne Magnetfeld gerade noch brannte, ein Wert von 2×10^{-2} Torr gefunden. Der Gasverbrauch betrug bei diesem Druck im Bogen ca. 25 cm^3/Std., der Druck im Beschleunigungsrohr $2{,}0\times10^{-4}$ Torr.

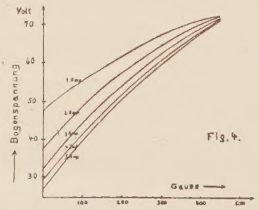


Fig. 4

Das Potential der Blende B (zwischen —200 Volt und —1200 Volt gegen die Anode) ist ohne Einfluß auf die Bogencharakteristik. Das Magnetfeld drängt mit zunehmender Stärke die Bogenentladung mehr und mehr gegen die Elektrode E hin, so daß bereits bei 200 Gauß fast der ganze negative Bogenstrom nach E fließt (Fig. 5). Da dieses Zusammendrängen der Entladung nach E für das Herausziehen von Ionen ungünstig ist, konnte E an eine negative Spannung gelegt werden, so daß der Bogen nur noch zwischen A und K brannte.

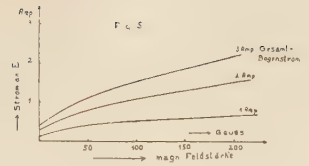


Fig. 5

Wie Fig. 3 und Fig. 4 zeigen, ist bei einem Druck von 2×10^{-2} Torr das Gas im Entladungsraum bei einem Bogenstrom von 4 bis 5 Amp. und einem Magnetfeld von ca. 450 Gauß bereits so stark ionisiert, daß eine weitere Steigerung von Magnetfeld und Bogenstrom keine wesentliche Zunahme bringen wird.

Um jedoch möglichst viele Ionen durch die Blende B zu bekommen, muß in dem angegebenen Bereich nach den Bedingungen gesucht werden, die für die benutzte Anordnung die größte Ionendichte in Kathodennähe [11]) ergeben. Zu dem Zweck wurden die durch C und D beschleunigten Ionen in einem Faradaykäfig (doppelwandiger Käfig von 50 mm Tiefe und 20 mm ∅, Eintrittsöffnung 8 mm ∅) in Abhängigkeit vom Bogenstrom, Magnetfeld, Gasdruck und Blendenspannung gemessen.

Ionenoptische Fokussierung des Strahls.

Vorversuche zeigten, daß der Ionenstrahl auf einem Weg von 55 cm Länge bereits so diffus geworden war, daß auf einem Calciumwolframat-Schirm ein Fleck von 28 mm ∅ aufleuchtete. Es war also für die einwandfreie Messung im Faradaykäfig eine Konzentrierung des Strahls erforderlich, die außer der für Kernumwandlungen notwendigen hohen Stromdichte eine Intensitätszunahme wegen der verminderten Umladungen und Rekombination im Beschleunigungsrohr

11) Mierdel, Phys. Zt. 28 (1927), S. 344.

mit sich bringt. Welche Bedeutung einer genauen ionenoptischen Fokussierung zukommt, geht aus den Arbeiten von Tuve, Dahl und Hafstadt [12]) und von Slown und Lawrence [13]) hervor. Während die letzteren nur 5 bis 20% aller die Ionenquelle verlassenden Teilchen nach der Beschleunigung auf den Auffänger konzentrieren konnten, gelang es den ersteren, mittels einer großen Anzahl (bis zu 23!) elektrostatischer Linsensysteme fast alle Ionen zu fokussieren, und konnten so Ströme bis zu 20 μ A auf 1.2 Mv beschleunigen. Dabei wandten sie, wie auch andere Autoren [14]), die in der Elektronenoptik gemachten Erfahrungen und benutzten Anordnungen zur Fokussierung von Elektronenstrahlen mittels elektrischer Linsen [15]) auch auf Ionenstrahlen an. Magnetische Linsen, wie sie im Elektronenmikroskop häufig zur Anwendung kommen [16]), wurden für Ionenstrahlen von einigen KV Geschwindigkeit bisher wohl deshalb nicht angewandt, weil eine Vergrößerung des magnetischen Feldes um

$$\sqrt{\frac{m\ ion}{m\ el}}$$

gegenüber Elektronen gleicher Beschleunigungsspannung notwendig wird und eine Verringerung der Spannung im Verhältnis der Massen bei Abbildung auf einem Fluoreszenzschirm nicht möglich ist.

Für leichte Ionen (Protonen, Deuteronen, He^{++}) jedoch bietet die magnetische Linse gegenüber der elektrischen Fokussierung den Vorteil der leichteren Justierung außerhalb des Vakuums und läßt sich ohne größere Schwierig-

12) Tuve, Dahl und Hafstad, Phys. Rev. 48 (1935), S. 315.

13) Slown und Lawrence, Phys. Rev. 38 (1931), S. 2021.

14) Ramsauer und Kollath, Annalen 17 (1935), S. 755; Koch und Walcher, Zt. f. Phys. 97 (1935), S. 131.

15) Brüche-Scherzer, Geometrische Elektronenoptik; Springer, Ber-

16) ebda; und Knoll Ruska, Zt. f. Physik 78 (1932), S. 318.

keiten herstellen, wenn man eine von Ruska und Knoll vorgeschlagene Eisenkapselung der Magnetspule [17]) vornimmt.

Für eine kurze magnetische Linse ohne Eisenkapselung berechnet sich die Durchflutung I nach Ruska und Knoll [18]) und Ollendorf und Wendt [19]) zu

$$J\,\langle \text{Amp.-Windg.}\rangle = -\frac{1}{\sqrt{3\pi^2}} \cdot \frac{2c}{e/m_0} \cdot \sqrt{\frac{2\,e/m_0}{c^2} \cdot U_b + \left(\frac{e/m_0}{c^2} \cdot U_b\right)^2} \cdot \sqrt{\frac{d}{f}}$$

(Ub = Beschleunigungsspannung in KV, d = mittlerer Spulendurchmesser, f = Brennweite in cm).

Für Ub = 10 KV, f = 25 cm und d = 12 cm würde für Protonen eine Durchflutung von 24 000 Amp.-Wdgn. nötig sein. Versieht man die Spule mit einer Eisenkapselung, die nur im Innenrohr durch einen ringförmigen Schlitz radial zur Feldrichtung unterbrochen ist, so wird der magnetische Spannungsabfall auf eine kurze Strecke, die nicht viel größer als die Schlitzbreite ist, zusammengedrängt (Fig. 6).

Fig. 6.

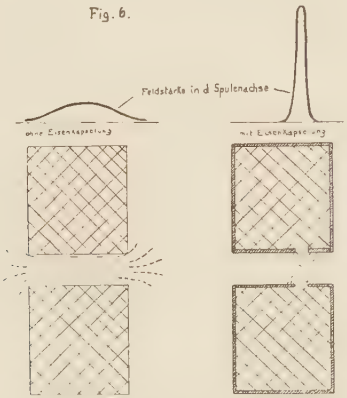


Fig. 6

17) Ruska und Knoll, Z. techn. Phys. 12 (1931), S. 448.
18) Ruska und Knoll, Z. techn. Phys. 12 (1931), S. 389.
19) Ollendorf und Wendt, Z. f. Phys. 76 (1932), 655.

Die dadurch erreichte günstigere Sammelwirkung gestattet eine Herabsetzung der Amp.-Windungen auf ca. $^2/_3$ des Wertes ohne Eisenmantel.

Ich benutzte für die Fokussierung des Ionenstrahls eine Magnetspule von 2,5 cm Innendurchmesser, 8 cm Länge und 20 cm Außendurchmesser mit ca 1500 Windungen. Die 3 mm starke Eisenkapselung war durch einen 1cm breiten Schlitz unterbrochen, der 2 cm vom Rande entfernt angebracht war. Für einen Spulenstrom von 1.2 Amp. betrug die Brennweite 33 cm. Um Zusammenstöße der Ionen mit Gasmolekülen nach der Bündelung durch die Linse möglichst zu vermeiden, konnte unmittelbar hinter der Spule mit einer zweiten Oeldiffusionspumpe Q abgepumpt werden. (Fig. 7.)

Fig 7

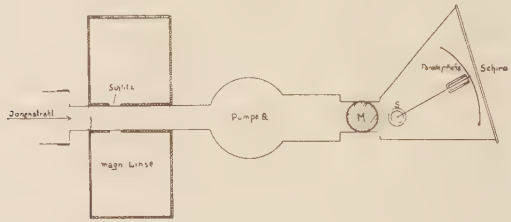


Fig. 7

Der Kanalstrahl fiel, wie die Figur zeigt, in das enge Loch des durch den Schliff S schwenkbaren Faraday-Käfigs, nachdem er durch ein senkrecht zur Strahlrichtung liegendes kräftiges Magnetfeld M in Atom- und Molekülionen zerlegt werden konnte. Der für die magnetische Analyse benutzte Magnet hatte einen Kern aus einem Sonderweicheisen sehr geringer Koerzitivkraft (Krupp-Hyperm 4) und erzeugte ein Feld zwischen den Polen von 30 mm Abstand von maximal 2500 Gauß. Das Feld war bei dem großen Polabstand zwar nicht homogen, aber hinreichend kreissymmetrisch.

Eingehende Untersuchungen wurden angestellt mit dem Ziel, ein Maximum an positiven Ionen in den Auffänger

zu bekommen, bei erträglichen Anforderungen an Gasverbrauch, Pumpleistung und Aufwand an elektrischer Energie. Das führte dazu, daß das Entladungsrohr selbst mehrmals umgebaut, und die Blenden- und Auffängeranordnung häufig ausgewechselt werden mußte, bis schließlich die oben beschriebene Anordnung mit den angegebenen Maßen und Einzelheiten ein befriedigendes Ergebnis brachte. Nachdem die Entladungsbedingungen im Bogenrohr selbst eingehend studiert waren, erwies sich bei diesen Untersuchungen als wesentlichste Vorbedingung für eine genügend hohe Intensität die Notwendigkeit eines guten Vakuums im Beschleunigungsrohr. So hat sich z. B. gezeigt, daß eine Vergrößerung des Kanalquerschnitts der Blende B (Fig. 1) von 3,14 mm^2 auf 6,9 mm^2. bei sonst gleichen Entladungsbedingungen im Bogenrohr, eine Druckerhöhung im Beschleunigungsrohr von 4.2×10^{-4} Torr auf $6{,}5 > 10^{-4}$ Torr zur Folge hatte. Dabei verdoppelte sich die Anzahl der Ionen. die die Blende in der Zeiteinheit verließen. wie eine Messung unmittelbar hinter der Blende zeigte; die Ionenmenge, die den Auffänger in 50 cm Abstand von der Austrittsblende erreichte, fiel jedoch trotz der Vergrößerung des Blendenquerschnitts sehr stark ab. Diese Intensitätsabnahme ist in erster Linie durch Umladungen auf der Strecke zwischen Austrittsblende und Faraday-Käfig, in zweiter Linie durch Rekombination im erhöhten Druck bedingt. Reine Streuabsorption der Kanalstrahlen in Wasserstoff ist zwar erheblich, scheidet aber als Grund für dieses Verhalten aus, da diese nach Messungen von H. Bartels [20]), der mit einer hochempfindlichen Ionisationskammer arbeitete, kaum druckabhängig ist. Die Druckabhängigkeit der Umladungen zeigt nach H. Bartels und nach K. Wolf [21]) bei Drucken unter 2×10^{-3} Torr, also vor der Ausbildung des Umladegleichgewichts. eine exponentielle Abnahme

20) H. Bartels, Ann. Phys. 6 (1930), S. 957.

und erklärt völlig den obigen Befund. Die Rekombination ist zwar nicht unter „reinen Bedingungen" untersucht, aus den Messungen von Wolf [21]) kann jedoch der Schluß gezogen werden, daß der Rekombinationsquerschnitt der Ionen eine stetige Funktion ihrer Geschwindigkeit, also ebenfalls stark druckabhängig ist. Rein visuell konnte die Intensitätsabnahme des Kanalstrahls bei Erhöhung des Drucks im Beschleunigungsrohr an der Abnahme des Kanalstrahlleuchtens beobachtet werden.

Aus der Tatsache, daß Molekülionen wesentlich stärker umladen als Protonen, erklären sich die abweichenden Angaben über die Zusammensetzung des Kanalstrahls in einigen amerikanischen Arbeiten, die bei gleichen Ionenquellen und Entladungsbedingungen einen Protonenanteil im Strahl zwischen 50% und 98% ergaben.

Da bei mittleren Saugleistungen die Umlade- und Rekombinationsverluste des Primärstrahls bei Vergrößerung der Austrittsblende infolge der damit verbundenen Verschlechterung des Vakuums im Beschleunigungsrohr bedeutend größer sind als die Zunahme an eintretenden Ionen, wurde die Ionenmenge im Faradaykäfig bei abnehmendem Blendendurchmesser ermittelt. Dabei zeigte sich jedoch, daß bei Blendendurchmessern unter 2.2 mm die Verluste durch Rekombination an den Blendenrändern wieder anstiegen. Als günstigste Oeffnung erwies sich schließlich ein Durchmesser von 2 mm, wenn die Blende C als 20 mm langer Kanal von 8 mm Durchmesser ausgebildet wurde. C wirkte also als Druckstufe, ohne die aus B austretende Ionenmenge merklich herabzusetzen, und beschleunigte die Teilchen unmittelbar nach ihrem Austritt aus dem Ionenrohr auf 8000 Volt, wodurch der Weg, den sie mit geringer Geschwindigkeit zurücklegten, möglichst kurz gehalten wurde.

21) K. Wolf, Ann. Phys. 7 (1930), S. 937.

Tabelle 1 zeigt die Drucke im Beschleunigungsrohr, die gemessenen Ionenmengen hinter der Austrittsblende, und in 50 cm Abstand (in willkürlichen Einheiten), bei einigen Blendendurchmessern. Der Bogenstrom war 3,5 Amp, das Magnetfeld 120 Gauß. Diese Werte wurden bei einem Gaseinlaß von 20 cm^3/Std. erhalten, ausgenommen die Daten der Spalte 3, bei denen mit einer Gasmenge von 12 cm^3/Std. gearbeitet werden mußte, weil hierbei der in den Pumpweg gestellte Auffänger die Saugleistung der Pumpe zu stark herabsetzte und bei höheren Drucken die Gefahr der Ausbildungen von Glimmentladungen zwischen den einzelnen Elektroden bestand.

Schließlich wurde noch die Gesamtionenmenge, die den Faradaykäfig erreichte, bei veränderlichen Spannungen an den Blenden B, C und D und bei veränderlichem Magnetfeld gemessen. Der Bogen brannte dabei konstant mit 3,5 Amp.

1	2	3	4
Öffnung der Blende 2 mm	Druck im Beschleunigungsrohr Torr	Ionenstrom unmittelbar hinter der Blende mA.	Ionenstrom in 50 cm Abstand von der Blende (Willkürliche Einheiten)
0,9	$1{,}0 \times 10^{-4}$	1,25	265
3,14	$4{,}2 \times 10^{-4}$	5,4	325
6,9	$6{,}5 \times 10^{-4}$	9,45	154

Tab. 1

Die Tantalplatte lag an ca —30 Volt gegen die Anode, sodaß an sie kein Strom fließen konnte. Zunächst wurde festgestellt, daß die Spannung der Blende C, wenn sie zwischen —100 und

—8000 Volt gegen die Anode variiert wurde. ganz ohne Einfluß auf die gemessene Ionenmenge bleibt. Ein merklicher Durchgriff durch die Öffnung von B hindurch in den Entladungsraum ist bei dieser Anordnung auch kaum möglich. Versuche, einen Durchgriffeffekt durch Vergrößerung des Kanalquerschnittes von B und Erniedrigung der Spannung bei geeigneter Formgebung der Elektrode C zu erreichen, führten zu einem Mißerfolg: durch diese Maßnahme wurde die herausgezogene Ionenmenge nicht vergrößert. es bestand aber die Neigung zur Ausbildung von selbständigen Entladungen zwischen B und C. Die günstige Spannung für die zweite Beschleunigung durch die Elektrode D betrug ca. —7000 Volt gegen C (C — 8 KV gegen die Anode). sodaß die Ionen eine Geschwindigkeit von ca. 15 KV erlangten, bei der eine Fokussierung durch die magnetische Linse gerade noch möglich war. Die im Käfig gemessene Intensität ging etwas zurück, wenn D mit C verbunden wurde (Ionengeschwindigkeit 7 KV $= 1{,}16 \cdot 10^8$ cm/sec). da der Wirkungsquerschnitt von Protonen gegen H_2^+ zwischen 6 und 15 KV Geschwindigkeit sein Maximum hat. [22])

Nach Kallmann und Rosen [23]) läßt sich dieses Maximum des Wirkungsquerschnittes durch einen Resonanzeffekt erklären und müßte demnach bei ca. 7 KV liegen.

Das Potential an der Blende B zeigt den größten Einfluß auf die aus der Entladung herausgezogene Ionenmenge. Es wurde zwischen —50 V und —1500 V gegen die Anode variiert. Bei noch niedrigeren Spannungen ging die gemessene Intensität sehr stark zurück; höhere Spannungen bewirkten leicht ein „Ausblasen" des Bogens, sodaß ein stabiler Dauerbetrieb nicht möglich war. Fig. 8 zeigt die Abhängigkeit der

22) E. Rüchard, Ann. Phys. 71 (1923), S. 413; F. Goldmann, Ann. Phys. 10 (1931), S. 460; R. Döpel, Naturw. 4 (1930), S. 119.

23) H. Kallmann u. B. Rosen, Z. f. Phys. 61 (1930), S. 61.

an B fließenden Stromes $J^{+}B$ von der Spannung in dem angegebenen Bereich. Bis zu ca. —600 V war die im Auffänger gemessene Intensität diesem Strom etwa proportional, bei Spannungen über —600 V nahm sie jedoch wieder ab.

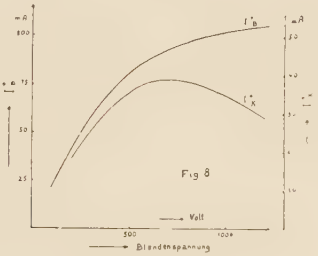


Fig. 8

Der Charakter der Kurven $I^{+}B$ und $I^{+}K$ bleibt erhalten, wenn man die Magnetfeldstärke zwischen 70 und 700 Gauß variiert, sodaß im weiteren Verlauf der Untersuchungen die Blendenspannung konstant auf —600 Volt gehalten werden konnte. Trägt man den Strom $I^{+}B$ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke bei konstanter Blendenspannung auf, so zeigt sich ein Anwachsen des Blendenstromes bis zu ca. 130 Gauß, und bei größeren Feldstärken ein ziemlich starker Abfall (Fig. 9).

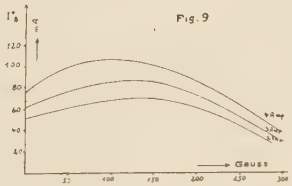


Fig. 9

Wie ein Vergleich mit der Fig. 10 ergibt, die die Abhängigkeit des Energieumsatzes im Bogen vom Magnetfeld zeigt, ist der Blendenstrom bis zu Feldstärken von ca. 130 Gauß dem Energieumsatz ungefähr proportional. In größeren Feldern werden die Bahnen der Träger schon zu sehr gekrümmt, sodaß die Verluste durch Wiedervereinigung stark anwachsen.

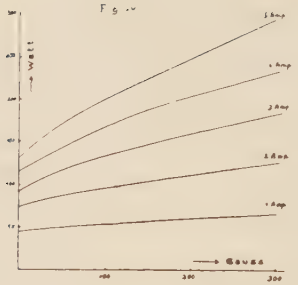


Fig. 10

Die Trägerdichte im Magnetfeld.

Der Faktor $\frac{I_B^+}{I_K^+}$ (wo I_B^+ und I_K^+ den Ionenstrom bedeutet, der auf die Blende B fällt, bzw. durch ihren Kanal auf den Käfig gelangt) ist von dem Kathodenheizstrom abhängig und dadurch zu erklären, daß mit zunehmender Elektronenmission der Kathode die Trägerdichte in der Kathodennähe, also in dem Raum, der für das Herausziehen von Ionen durch das Loch hindurch hauptsächlich in Frage kommt, geändert wird und umso günstiger wird, je weniger Elektronen in diesem Raum für Wiedervereinigungsvorgänge mit der Ionenwolke vorhanden sind. So ließ sich eine Erhöhung des Käfigstroms um $^1/_3$ bei schwacher Heizung erreichen. Die genauere Untersuchung dieses Verhaltens wird dadurch erschwert, daß das Magnetfeld selbst die Ionen, die mit geringer Geschwindigkeit in den Beschleunigungsraum eintreten, schon bündelt. Dies war deutlich daran zu erkennen, daß nach der magnetischen Zerlegung des Strahls die Fleckgröße und die Intensitätsverteilung im aufleuchtenden Fleck bei jeder Veränderung des Magnetfeldes variierte.

Es sei noch erwähnt, daß der Bogen auch bei niedrigen Drucken im schwachen Magnetfeld noch stabil brennt, wenn er zuvor bei stärkeren Feldern gezündet und einige Minuten

eingebrannt war, worauf das Feld unbedenklich geschwächt werden konnte.

Das Resultat der oben beschriebenen Untersuchungen kann kurz so zusammengefaßt werden: Das Magnetfeld bewirkt eine Erhöhung des Energieumsatzes und damit eine bessere Ionisierung des Gasvolumens mit zunehmender Feldstärke. Dadurch läßt sich der Gasverbrauch auf ein erträgliches Maß herabsetzen. Für das Herausziehen von Ionen aus der Entladung kommt bei der benutzten Anordnung hauptsächlich der Raum in Kathodennähe in Betracht. Die Ionendichte ist hier vor allem durch die Raumladungsverhältnisse gegeben. Je größer die Elektronenergiebigkeit der Kathode ist, umso höher steigt die negative Raumladung, und umso mehr verarmt der Raum an Ionen. Bei magnetischen Feldstärken über 130 Gauß werden die Verluste an Ionen durch Rekombination größer als der Gewinn durch vermehrte Ionisation. Mit steigender Blendenspannung E_B erstrecken sich die elektrischen Kraftlinien weiter in den vor der Blende liegenden Raum hinein. Die Zahl der Ionen, die durch die Blendenöffnung hindurchtreten, geht aber bei Spannungen über 600 Volt zurück, weil die aus den Blendenrändern ausgelöste Sekundärelektronenmenge zunimmt und damit die Verluste durch Neutralisation groß werden.

Die magnetische Analyse des Strahls.

Durch die Zerlegung des Kanalstrahls in seine Komponenten im Magnetfeld war die einwandfreie Trennung von neutralen Teilchen, Molekülionen und Protonen möglich. Die von den einzelnen Bestandteilen auf dem Fluoreszenzschirm hervorgerufenen Leuchtflecke konnten so weit getrennt werden, daß ihr Abstand 12 mm betrug. Durch Änderung des

Spulenstroms der magnetischen Linse ließ sich sowohl der H_1^+- als auch der H_2^+-Anteil scharf zu einem fast kreisförmigen Fleck von ca. 6 mm Durchmesser auf den Schirm fokussieren. Der durch die neutralen Teilchen erregte Leuchtfleck von ca. 28 mm ⌀ verlor durch die Ablenkung der geladenen Teilchen kaum an Leuchtstärke, woraus geschlossen werden muß, daß der weitaus größte Teil der Ionen durch Umladungen für die Messung im Faradaykäfig ausfällt. Daß diese Umladungen größtenteils schon vor dem Eintritt in die magnetische Linse erfolgte, sieht man daran, daß der Leuchtfleck seine fast gleichmäßige Leuchtintensität auch dann zeigt, wenn die magnetische Linse eingeschaltet wird. Der Nachweis von Sekundärelektronen im Strahl war nicht möglich, da deren Geschwindigkeit nach Chr. Füchtbauer [24]) und H. Baerwald [25]) bei 20 bis 30 Volt liegt, bei der Phosphore noch nicht zum Leuchten angeregt werden. Im schwenkbaren Faradaykäfig konnte der Protonen- und der Molekülionenstrom leicht im Galvanometer gemessen werden. Dabei zeigt sich deutlich die vermehrte Bildung und Umladung von Molekülionen bei größeren Drucken im Beschleunigungsrohr, während die freie Weglänge von Protonen weniger stark mit dem Druck variiert. In Tabelle 2 sind für einen Gaseinlaß von 12 und 20 cm³/Std. die erhaltenen Protonen und Molekülionen-Ströme eingetragen.

Gasverbrauch	Molekülionen	Protonen
12 cm³/Std.	14 μ A	21 μ A
20 cm³/Std.	9 μ A	37 μ A

Tab. 2

Dabei wurde unter den günstigsten Bedingungen, wie sie zuvor gefunden wurden, gearbeitet: der Bogen brannte mit 3.5 Amp. in einem Magnetfeld von 120 Gauß, die Spannun-

24) Chr. Füchtbauer. Physik. Z. 7 (1906), S. 153.
25) H. Baerwald, Ann. d. Phys. 41 (1913), S. 643.

gen an den Blenden B, C und D waren —600 V, —8000 V und —15 000 V gegen die Anode. Man sieht auch aus Tabelle 2, daß die Molekülionen stärker umladen als die Protonen.

4.
Zusammenfassung.

Bei den bisher für Kernumwandlungen und ähnliche Untersuchungen entwickelten Ionenquellen, konnten brauchbare Ionenströme nur dann erzielt werden, wenn die Austrittsöffnungen 5 bis 12 mm^2 Querschnitt hatten. Das erforderte unerträglich große Pumpanlagen und einen enormen Gasverbrauch. Außerdem gingen die Strahlintensitäten auf der für die Nachbeschleunigung benötigten Wegstrecke ganz erheblich zurück. Im Vorhergehenden wurde eine Anordnung beschrieben, die bei normaler Pumpleistung und geringem Gasbedarf leicht größere homogene Ionenströme im Dauerbetrieb liefert. Das wird dadurch ermöglicht, daß

1. Der Niedervoltbogen in einem transversalen Magnetfeld bei erheblich niedrigeren Drucken und im hochionisierten Gas brennt.

2. Unter den Bedingungen bearbeitet wird, bei denen die Trägerdichte für das Herausziehen von Ionen aus dem Entladungsraum die günstigste Verteilung hat.
3. Der Ionenstrahl leicht durch eine magnetische Linse außerhalb des Vakuums zu fokussieren ist. Dadurch wird eine fehlerfreie Messung der Ionenströme in einem engen Faradeykäfig ermöglicht.

Herrn Prof. Dr. Chr. Füchtbauer möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für seine Ratschläge und

dauernde Unterstützung bei der Ausführung meinen ganz besonderen Dank aussprechen.

Die deutsche Forschungsgemeinschaft stellte für die Untersuchungen Apparate zur Verfügung, wofür ich ebenfalls danken möchte.

Der Osram K.G. Berlin danke ich für die Überlassung der Gleichrichterröhren.

Lebenslauf.

Am 2. Oktober 1912 wurde ich, Georg Marx, ev.-luth. Konfession, als Sohn des Lagerhalters Georg Marx in Grevesmühlen i. Mecklenburg geboren. Das Reifezeugnis erwarb ich am 13. Februar 1931 am Johanneum zu Lübeck (Reform-Realgymnasium). Ich wandte mich dann dem naturwissenschaftlichen Studium zu und belegte 4 Semester (Sommersemester 1931 bis Wintersemester 1932/33) an der Universität Rostock. Mein 5. und 6. Studiensemester (Sommersemester 1933 und Wintersemester 1933/34) verbrachte ich an der Universität Berlin. Im Wintersemester 1934/35 begann ich die vorliegende Untersuchung im Physikalischen Institut der Universität Rostock unter Leitung von Herrn Professor Dr. Chr. Füchtbauer, die ich im Sommersemester 1936 und Wintersemester 1936/37 (9. und 10. Studiensemester) an der Universität Bonn fortsetzte.

Mehrere Semesterferien und das Sommerhalbjahr 1935 benutzte ich zu meiner weiteren Ausbildung und praktischen Tätigkeit in den Röntgen- und Röhrenlaboratorien der Osram K.G., Berlin.

Bonn, den 23. Juli 1937.